

II-204 振動格子乱流の乱れ諸量の定量的評価

九州大学○学生員 杉原裕司 九州大学 正員 松永信博
九州大学 正員 小松利光 清水建設 正員 高畑 研

1. 緒言 静止流体中で格子を鉛直方向に振動させた時、乱れの諸量は水平面において一様で鉛直方向にのみ変化する、平均流の存在しない乱流場が形成される。このような乱流場は、乱れのエネルギー方程式において拡散項と散逸項とがつり合った場として記述され、興味ある乱流の一つでもある。¹⁾

本研究の目的は、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いることにより、そのような乱流場における乱れエネルギー、エネルギー散逸率、渦動粘性係数等の乱れ諸量の分布を理論的に明らかにするとともに、広範囲の実験条件のもとで行った振動格子乱流の実験結果との比較を行うことである。さらに、数値計算において境界条件として与えた乱れエネルギーと散逸率の値を実験結果に基づいて算定し、それらを水理条件と関係づけることによって、任意の条件で作られた振動格子乱流の諸量を予測することである。

2. 数値計算 格子を振動させることによって生ずる乱流場は平均流がなく、乱れ諸量は水平方向において一様で鉛直方向にのみ変化する。従って、このような場に対して、 $k-\varepsilon$ 方程式は次式のように表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right\} - \varepsilon \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right\} - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

$$C_\mu = 0.09, C_2 = 1.92, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3$$

z は鉛直上向きに取られた座標である。

ここで、乱れエネルギー $k = k_0$ 、散逸率 $\varepsilon = \varepsilon_0$ を持つ乱れを $z = 0$ において定常的に与え、拡散項と散逸項がつり合った定常乱流場が形成されるまでの k と ε の時間的発達の過程をシミュレートする。この場合、初期条件と境界条件は次のように与えられる。

・初期条件

$$z = 0; k = k_0, \varepsilon = \varepsilon_0, v_t = C_\mu k_0^2 / \varepsilon_0$$

$$z \neq 0; k = 0, \varepsilon = 0, v_t = 0$$

・境界条件

$$z = 0; k = k_0, \varepsilon = \varepsilon_0, v_t = C_\mu k_0^2 / \varepsilon_0$$

$$z \rightarrow \infty; k = 0, \varepsilon = 0, v_t = 0$$

数値計算においてはこれらの式を無次元量

$$\tilde{k} = k / k_0, \tilde{\varepsilon} = \varepsilon / \varepsilon_0, \tilde{z} = z / (k_0^3 \varepsilon_0^{-2})^{1/2}$$

$$\tilde{t} = t / (k_0 \varepsilon_0^{-1}), \tilde{v}_t = v_t / (k_0^2 \varepsilon_0^{-1}) = C_\mu \tilde{k}^2 / \tilde{\varepsilon}$$

を用いて上式を無次元化し、差分化された方程式系を陰的解法により解いた。無次元時間メッシュは0.1刻みとし、無次元空間メッシュは無次元座標 z の0から10までを40等分することにより0.25とした。定常解を求めるために、非定常項と拡散項との比が 10^{-3} 以下になるまで計算を行った。

3. 計算結果と実験結果との比較 図-1, 2は振動格子実験において得られた乱れエネルギー及びエネルギー散逸率を無次元化してプロットし、それらを計算結果と比較したものである。測定結果を無次元化するために必要な k_0 と ε_0 の値は、乱れエネルギーとエネルギー散逸率の測定結果を計算結果に適合させることによって算定された。また、エネルギー散逸率の算定においては、小松ら²⁾によって得られた流速変動の波数スペクトルの関係式から散逸率を評価する方法が用いられた。図-1, 2よりわかるように、広範囲のRe数に対して乱れエネルギー及び散逸率の計算結果は測定結果の分布形とよく一致しており、振動格子乱流の定性的特性は、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルでかなり説明できると思われる。図-3は渦動粘性係数の計算結果と測定結果を比較したものであるが、渦動粘性係数は $z > 1.0$ において z の-1乗で減少する傾向にある。

4. 乱れ諸量の定量的評価 振動格子乱流の乱れの諸量を定量的に予測するためには、振動の中心における k_0 と ε_0 の値を水理条件と関係づける必要がある。 k_0 と ε_0 は f_0, S_0, ν, d, M で規定されるもの

とすれば、次元解析より

$$\frac{k_{\theta}}{f_{\theta}^2 S_{\theta}^2} = f \left(\frac{f_{\theta} S_{\theta}^2}{\nu}, \frac{S_{\theta}}{M}, \frac{d}{M} \right)$$

$$\frac{\varepsilon_{\theta}}{f_{\theta}^3 S_{\theta}^2} = g \left(\frac{f_{\theta} S_{\theta}^2}{\nu}, \frac{S_{\theta}}{M}, \frac{d}{M} \right)$$

の関係が成り立つ。さらに、今回の実験がすべて $d/M=0.2$ において行われたことを考慮すれば、 $k_{\theta}/(f_{\theta}^2 S_{\theta}^2)$ および $\varepsilon_{\theta}/(f_{\theta}^3 S_{\theta}^2)$ は無次元量 Re 数 $(=f_{\theta} S_{\theta}^2/\nu)$ と S_{θ}/M のみに依存することになる。図-4, 5は、それぞれ $k_{\theta}/(f_{\theta}^2 S_{\theta}^2)$ と $\varepsilon_{\theta}/(f_{\theta}^3 S_{\theta}^2)$ を S_{θ}/M をパラメータとして Re 数に対してプロットしたものである。これらの図より、無次元乱れエネルギーと散逸率はどちらも S_{θ}/M に独立であるように思われる。 $k_{\theta}/(f_{\theta}^2 S_{\theta}^2)$ は $Re \lesssim 5 \times 10^3$ において Re 数の1/2乗に比例して増加し、十分大きい Re 数のところで一定値 0.54 をとる。一方、 $\varepsilon_{\theta}/(f_{\theta}^3 S_{\theta}^2)$ は $Re \lesssim 5 \times 10^3$ において Re 数の1乗に比例するが、十分大きい Re 数において、 $k_{\theta}/(f_{\theta}^2 S_{\theta}^2)$ と同様、一定値 0.41 をとる。従って、 $Re \gtrsim 5 \times 10^3$ において k_{θ} と ε_{θ} は振動条件 f_{θ} と S_{θ} のみに依存し、流体の粘性に対して独立となる。すなわち、振動格子乱流の乱れの諸量は f_{θ} , S_{θ} のみで記述できることを意味する。

5. 参考文献

- 1) 浦 勝・小松利光・松永信博：振動格子の乱れによる密度界面の変動特性と連行現象，土木学会論文集，第345号，1984。
- 2) 小松，松本，柴田；平衡波数領域における乱れエネルギーのスペクトル特性，土木学会論文集，第405号，1989。

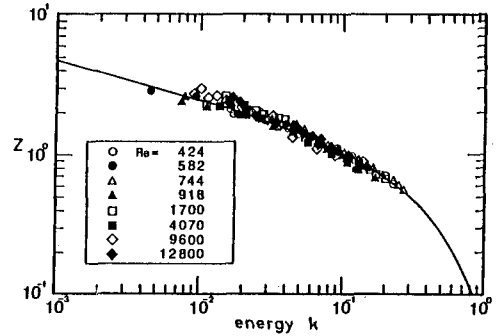


図-1 乱れエネルギーの測定結果と計算結果との比較

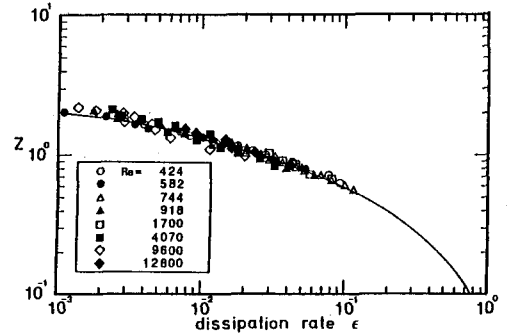


図-2 散逸率の測定結果と計算結果との比較

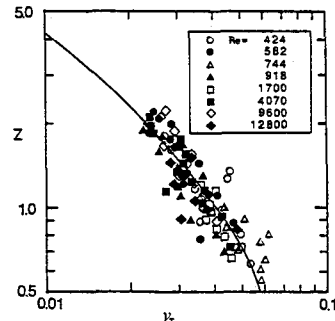


図-3 渦動粘性係数の測定結果と計算結果との比較

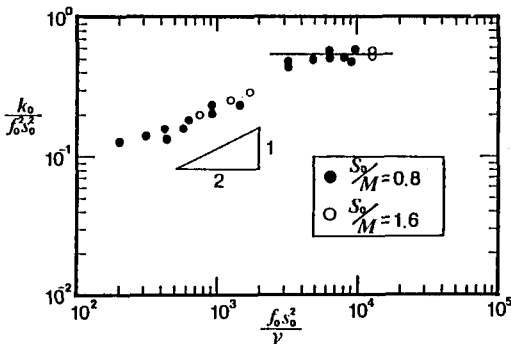


図-4 k_{θ} の定量的評価

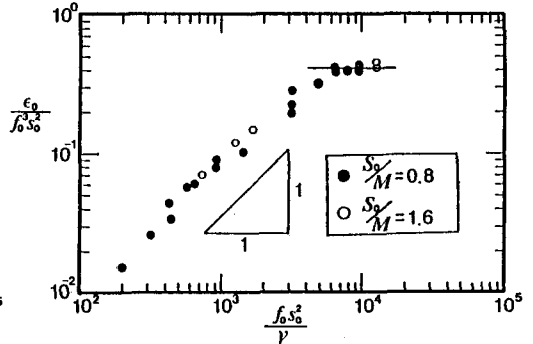


図-5 ε_{θ} の定量的評価